经典Ekman流，Ekman层的平衡风场及其扰动稳定性*

谈哲敏　伍荣生

（南京大学大气科学系，210008）

提　要

本文首先利用变分方法，考察了边界层运动能量的变化，指出经典Ekman流是在不可压缩条件下，能量积分达最小值时的一种平衡运动。这对Ekman层运动的物理本质有了进一步的认识。其次，讨论了Ekman动量近似下的Ekman层的平衡风场特征，研究了该平衡风场附近扰动的稳定性问题，结果表明，在自由大气气压场不发生扰动条件下，Ekman层中存在一类新的与惯性不稳定相类似的动力不稳定，且其不稳定性可与Ekman抽吸相联系，还讨论了一般性条件下的扰动不稳定性问题。

关键词：Ekman流，边界层，不稳定性。

1 引　言

大量的观测事实表明，大气运动中明显地存在各种各样的平衡状态或平衡结构。Cullen[1]等人考察了自由大气中的准地转运动，指出地转运动是处于能量最小下的一种平衡运动。然而，边界层中的经典 Ekmah 流运动情况如何？这是本文首先要研究的问题。对大气中平衡结构的认识，有助于对大气本质的认识和预报能力的提高[1]。

利用经典Ekman流能够较好地描述一些系统的特征，然而它只能反映出系统的线性特征。在边界层中至少存在这两种情况，(1) 具有复杂的下垫面，例如山地、海陆等，(2) 自由大气中气旋、反气旋等复杂的等压线分布，它们所形成的边界层是水平非均匀的，这样必须考虑其非线性作用。伍荣生和Blumen[2]利用 Hoskins[3]等人发展和大量应用的地转动量近似理论研究了 Ekman 层的非线性特征及 Ekman 层的风速分布。然而对 Ekman 层来说，正如上面分析所述，其平衡运动为经典 Ekman 流、而非地转流，经典 Ekman流具有许多重要特征(下面第二节所分析的是另一重要特征)，无论在正压、还是斜压边界层中，其风速总要随高度变化的。根据这种平衡结构的特征，我们提出了处理 Ekman层非线性动力特征的一种近似理论[4,5]，即所谓的Ekman 动量近似，它与自由大气中的地转动量近似相类似。

利用Ekman 动量近似，可以部分地考虑非线性项的作用，这样在经典 Ekman 流的三力作用上增加一个惯性力的作用。而这四个力又可以构成一个平衡结构，即平衡风场。它不同于经典Ekman流，但仍与它有关。显然在这种平衡风场附近，可以产生各种

* 1990年9月1日收到原稿，1992年4月24日收到修改稿。本工作为国家自然科学基金资助项。

扰动，而这些扰动的稳定性特征又如何？以往的边界层的观测结果表明，边界层中存在大量的偏离平均流场的次波结构，而这种次波结构与动力不稳定性有关[6]。本文从另一个角度讨论Ekman层中的一类动力不稳定。

本文第二节讨论了经典Ekman 流的一个新的动力学特征。第三节讨论了 Ekman 动量近似下的平衡风场，第四节讨论该平衡风场的扰动稳定性问题，第五节为结束语。

2 经典Ekman流与能量最小原理

边界层中Boussinesq近似，静力平衡下的动力学方程组为[2]

$$\begin{cases}\dfrac{du}{dt}-fv=-\dfrac{\partial\phi}{\partial x}+K\dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2}\\ \dfrac{dv}{dt}+fu=-\dfrac{\partial\phi}{\partial y}+K\dfrac{\partial^2 v}{\partial z^2}\\ \dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}+\dfrac{\partial w}{\partial z}=0\\ g\dfrac{\theta}{\theta_0}=\dfrac{\partial\phi}{\partial z}\\ \dfrac{d\theta}{dt}=0\end{cases}\tag{1}$$

其中

$$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z}\tag{2}$$

z 为修正的等压坐标(详细说明可见文献[3])，θ_0 为常值参考位温，其它为气象上常见符号。

在边界层运动中，仿照Cullen[1]引入能量积分E，它表示为

$$E=\int_V\left(\frac{1}{2}(u^2+v^2)-gz\theta/\theta_0\right)d\tau\tag{3}$$

其中，τ为流体的体积元，V为流体的积分范围。

Cullen等人[1]指出E达到最小值，自由大气运动是准地转的。对于边界层气流，完全可以作类似的讨论。

对于边界层运动来说，虚位移引起的动量变化可表示为

$$\begin{cases}\dot{u}=f\dot{y}-\tau_x\\ \dot{v}=f\dot{x}-\tau_y\end{cases}\tag{4}$$

其中τ_x、τ_y分别为x，y方向的湍流摩擦力。

上式表示，在气压场保持不变时，任何虚位移所产生的动量变化是由于摩擦力和折向力作用所引起的。

对于绝热运动，由于虚位移所引起的能量变化，可写成

$$\begin{aligned}\delta E&=\delta t\int_V(u\dot{u}+v\dot{v}-g\dot{z}\theta/\theta_0-gz\dot{\theta}/\theta_0)d\tau\\ &=\delta t\int_V(u(f\dot{y}-\tau_x)+v(-f\dot{x}-\tau_y)-g\dot{z}\theta/\theta_0)d\tau\end{aligned}$$

$$=\delta t\int_V -(\dot{x},\ \dot{y},\ \dot{z})(fv+\tau_x,\ -fu+\tau_y,\ g\frac{\theta}{\theta_0})d\tau \tag{5}$$

如令

$$G=\left(fv+\tau_x,\ -fu+\tau_y,\ g\frac{\theta}{\theta_0}\right) \tag{6}$$

相应式(5)可写成

$$\delta E=-\delta t\int_V V\cdot G d\tau \tag{7}$$

易证明，有

$$\delta^2 E=\delta^2 t\int_V(\dot{u}^2+\dot{v}^2)d\tau>0 \tag{8}$$

对于平衡结构有[1]，

$$\delta E=0 \tag{9}$$

则由式(7)，得

$$\int_V V\cdot G d\tau=0 \tag{10}$$

对于不可压缩运动来说，可引入矢量流函数F，使风速满足，

$$V=\nabla\wedge F \tag{11}$$

同时，F满足

$$\nabla\cdot F=0,\quad F\wedge n=0 \tag{12}$$

其中，n为边界上法线单位矢量

则由式(10)，利用式(11)、(12)，可得

$$\begin{aligned}\int_V \nabla\wedge F\cdot G d\tau&=\int_V(\nabla\cdot(F\wedge G)+F\cdot\nabla\wedge G)d\tau\\&=\int_\sigma(F\wedge G)\cdot n d\sigma+\int_V F\cdot\nabla\wedge G d\tau\\&=\int_V F\cdot\nabla\wedge G d\tau=0\end{aligned} \tag{13}$$

其中，σ为V的边界围线。

使式(13)恒成立，且考虑F选择的任意性，则有，

$$\nabla\wedge G=0 \tag{14}$$

相应，可以取

$$G=\nabla\phi \tag{15}$$

而ϕ为标量函数，即位势高度，将式(15)代入式(6)，可得

$$\begin{cases}-fv=-\dfrac{\partial\phi}{\partial x}+\tau_x\\ fu=-\dfrac{\partial\phi}{\partial y}+\tau_y\\ g\dfrac{\theta}{\theta_0}=\dfrac{\partial\phi}{\partial z}\end{cases} \tag{16}$$

这即为Ekman层的三力平衡和静力平衡。即为 Ekman 层的平衡结构，它相对应于能量最小原理，上式可以认为是Cullen 工作在边界层中的直接推广。

如果τ_x，τ_y，用边界层中的K-理论闭合，则式(16)可进一步写成

$$\begin{cases} -fv=-\dfrac{\partial\phi}{\partial x}+K\dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ fu=-\dfrac{\partial\phi}{\partial z}+K\dfrac{\partial^2 v}{\partial z} \\ g\dfrac{\theta}{\theta^2}=\dfrac{\partial\phi}{\partial z} \end{cases} \tag{17}$$

这即为经典的Ekman流。

从上述分析可知，经典Ekman流是在不可压缩和能量积分E达到最小值时的一种平衡运动。这使我们对Ekman层运动的物理本质有了进一步的认识。

同时上述的新特征，从另一侧面为Ekman动量近似[4]提供了动力学基础。

3 Ekman动量近似下的平衡风场

在Ekman动量近似下的边界层的水平动量方程可写成[4,5]

$$\begin{cases} \left(\dfrac{\partial}{\partial t}+u\dfrac{\partial}{\partial x}+v\dfrac{\partial}{\partial y}\right)u_e-fv=-fv_e \\ \left(\dfrac{\partial}{\partial t}+u\dfrac{\partial}{\partial x}+v\dfrac{\partial}{\partial y}\right)v_e+fu=fu_e \end{cases} \tag{18}$$

其中，直垂平流作用较小可略，u_e、v_e为经典Ekman流，即满足方程(17)的解。

由上式的局地变化项可知，它仅考虑了经典 Ekman 流的变化对风场的影响，而没有考虑非经典 Ekman 流的变化作用，为了更全面地考察局地变化的作用，将上式中$\partial u_e/\partial t$，$\partial v_e/\partial t$ 分别用 $\partial u/\partial t$，$\partial v/\partial t$ 替代，这对于一些发展的系统较为重要[7]。上式可更进一步写成

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial t}+a_1u+b_1v=c_1 \\ \dfrac{\partial v}{\partial t}+a_2u+b_2v=c_2 \end{cases} \tag{19}$$

其中

$$\begin{cases} a_1=\dfrac{\partial u_e}{\partial x},\ b_1=-f+\dfrac{\partial u_e}{\partial y},\ c_1=-fv_e \\ a_2=f+\dfrac{\partial v_e}{\partial x},\ b_2=\dfrac{\partial v_e}{\partial y},\ c_2=fu_e \end{cases} \tag{20}$$

定常情况下，化为

$$\begin{cases} a_{1s}u_s+b_{1s}v_s=c_{1s} \\ a_{2s}u_s+b_{2s}v_s=c_{2s} \end{cases} \tag{21}$$

其中，

$$\begin{cases} a_{1s}=\dfrac{\partial u_{es}}{\partial x},\ b_{1s}=-f+\dfrac{\partial u_{es}}{\partial y},\ c_{1s}=-fv_{es} \\ a_{2s}=f+\dfrac{\partial v_{es}}{\partial x},\ b_{2s}=\dfrac{\partial v_{es}}{\partial y},\ c_{2s}=fu_{es} \end{cases} \tag{22}$$

u_{es},v_{es}分别表示定常态下的经典 Ekman 流,相应的平衡风为

$$u_s=\frac{c_{1s}b_{2s}-c_{2s}b_{1s}}{a_{1s}b_{2s}-a_{2s}b_{1s}},\quad v_s=\frac{c_{2s}a_{1s}-c_{1s}a_{2s}}{a_{1s}b_{2s}-a_{2s}b_{1s}} \tag{23}$$

或写成

$$u_s=\frac{u_e-\frac{1}{f}\frac{\partial K_{es}}{\partial y}}{J_{es}},\quad v_s=\frac{v_e+\frac{1}{f}\frac{\partial K_{es}}{\partial x}}{J_{es}} \tag{24}$$

其中,

$$\begin{cases}J_{es}=1+\frac{1}{f}\left(\frac{\partial v_{es}}{\partial x}-\frac{\partial u_{es}}{\partial y}\right)+\frac{1}{f^2}\left(\frac{\partial u_{es}}{\partial x}\frac{\partial v_{es}}{\partial y}-\frac{\partial v_{es}}{\partial x}\frac{\partial u_{es}}{\partial y}\right)\\ K_{es}=\frac{1}{2}(u_{es}^2+v_{es}^2)\end{cases} \tag{25}$$

由式(24)可知,平衡风场具有非线性特征,这主要是在 Ekman 动量近似下部分地考虑了非线性项的作用。

另外,由式(24)易见,

$$\frac{\partial u_{es}}{\partial x}+\frac{\partial v_{es}}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial x}(J_{es}u_s)+\frac{\partial}{\partial y}(J_{es}v_s) \tag{26}$$

显然,Ekman 动量近似下的平衡风场的水平辐合辐散与经典 Ekman 流的水平辐合 辐 散是不一致的。这样在这种平衡风场下造成边界层顶部的垂直运动,即所谓的 Ekman 抽吸与经典 Ekman 抽吸不再相同。这里不作详述。

4 平衡风场附近的扰动稳定性

设上节分析的平衡风场附近有小扰动存在,即有

$$u=u_s+u',\quad v=v_s+v',\quad \phi=\phi_s+\phi' \tag{27}$$

其中,ϕ_s 为定常的气压场,u',v',ϕ' 为小扰动。

相应式(20)有

$$\begin{cases}a_i=a_{is}+a_i',\quad b_i=b_{is}+b_i',\\ c_i=c_{is}+c_i'\qquad (i=1,2)\end{cases} \tag{28}$$

其中,a_{is},b_{is},c_{is},$(i=1,2)$即为式(22),是经典 Ekman 流 u_{es},v_{es} 的函数。而

$$\begin{cases}a_1'=\frac{\partial u_e'}{\partial x},\quad b_1'=\frac{\partial u_e'}{\partial y},\quad c_1=-fv_e'\\ a_2'=\frac{\partial v_e'}{\partial x},\quad b_2'=\frac{\partial v_e'}{\partial y},\quad c_2=fu_e'\end{cases} \tag{29}$$

其中,u_e',v_e' 是相对应于 ϕ' 的经典 Ekman 流。

将式(27),(28)代入式(19),且线性化方程,可有

$$\begin{cases}\frac{\partial u'}{\partial t}+a_{1s}u'+b_{1s}v'+a_1'u_s+b_1'v_s=c_1'\\ \frac{\partial v'}{\partial t}+a_{2s}u'+b_{2s}v'+a_2'u_s+b_2'v_s=c_2'\end{cases} \tag{30}$$

利用上式可以定性地讨论平衡风场附近的扰动的稳定性问题。

上式表明，扰动的发展由二类特征项所决定，一类与 $a_{is}, b_{is}(i=1,2)$ 有关的项，即与自由大气的定常气压场有关，另一类与 $a_i', b_i'(i=1,2)$ 有关，即与自由大气的扰动气压场特征有关、在线性范围内它是一种强迫项。为此，下面分两种情况进行讨论。

4.1　自由大气的气压场为定常情况

仅考虑 Ekman 层中平衡风场附近的扰动，即有

$$a_i'=b_i'=c_i'=0 \qquad (i=1,2) \tag{31}$$

这样，式(30)写成

$$\begin{cases}\dfrac{\partial u'}{\partial t}+a_{1s}u'+b_{1s}v'=0\\[2mm] \dfrac{\partial v'}{\partial t}+a_{2s}u'+b_{2s}v'=0\end{cases} \tag{32}$$

相应讨论上式解的稳定性的特征方程为

$$\lambda^2-(a_{1s}+b_{1s})\lambda+(a_{1s}b_{2s}-a_{2s}b_{1s})=0 \tag{33}$$

其中，

$$\begin{cases}a_{1s}+b_{1s}=\dfrac{\partial u_{es}}{\partial x}+\dfrac{\partial v_{es}}{\partial y}=D_{es}\\[2mm] a_{1s}b_{2s}-a_{2s}b_{1s}=f\zeta_{es}\\[2mm] \zeta_{es}=f+\left(\dfrac{\partial v_{es}}{\partial x}-\dfrac{\partial u_{es}}{\partial y}\right)+\dfrac{1}{f}\left(\dfrac{\partial u_{es}}{\partial x}\,\dfrac{\partial v_{es}}{\partial y}-\dfrac{\partial v_{es}}{\partial x}\,\dfrac{\partial u_{es}}{\partial y}\right)\end{cases} \tag{34}$$

ζ_{es} 为 Ekman 动量近似下的垂直方向的涡度[6]。

如果满足条件

$$\Pi=D_{es}^2-4f\zeta_{es}<0 \tag{35}$$

相应特征方程存在共轭虚根，扰动是稳定的。

这样扰动稳定的必要条件为

$$f\zeta_{es}>0 \tag{36}$$

如满足条件，

$$\Pi=D_{es}^2-4f\zeta_{es}>0 \tag{37}$$

扰动是不稳定的。

不稳定的充分条件为，

$$f\zeta_{es}<0 \tag{38}$$

扰动发展为中性，条件满足，

$$\Pi=D_{es}^2-4f\zeta_{es}=0 \tag{39}$$

具体分析这些稳定性判据可知，扰动的稳定性取决于 Ekman 层的散度及垂直方向的涡度分布。另外由式(36)、(38) 可知，Ekman 层中这类动力不稳定性与惯性不稳定相类似，所不同的是 Ekman 层中水平散度对扰动发展起不稳定作用。即说明边界层的辐合辐散易促使这类扰动不稳定发展。这是 Ekman 层中一类新的不稳定。

更进一步分析这类判据。对于扰动稳定时有

$$D_{es}^2<4f\zeta_{es} \tag{40}$$

即满足

$$-2f|J_{es}|^{1/2}<D_{es}<2f|J_{es}|^{1/2}$$

如果将上式对 z 由 0 到边界层顶积分，同时假设下垫面的垂直速度为零。这样可得

$$-2f\int_0^{h_B}|J_{es}|^{1/2}dz<W_{Ts}<2f\int_0^{h_B}|J_{es}|^{1/2}dz \tag{41}$$

其中，W_{Ts} 为定常气压场下的经典 Ekman 抽吸。

如令

$$W_{Tc}=2f\int_0^{h_B}|J_{es}|^{1/2}dz \tag{42}$$

称 W_{Tc} 为临界 Ekman 抽吸。这样式(41)可写成

$$|W_{Ts}|<W_{Tc} \tag{43}$$

即说明，在扰动稳定时，Ekman 抽吸是小于临界 Ekman 抽吸值。

同样，如果讨论中略去摩擦作用，相应判据式(36)，(38) 可以退化到自由大气地转动量近似下的动力扰动稳定性结果[7]。

4.2 自由大气的气压场存在扰动时

事实上自由大气的气压场为定常情况是一近似条件。至少有两种情况下要考虑非定常，(1) 自由大气本身系统的变化，(2) 自由大气与边界层的相互作用的结果。为了简单起见，这里仅考虑这种非定常的存在，而不具体考虑它产生的原因。

由式(30)可得水平扰动动能方程。

$$\frac{\partial K'}{\partial t}=D_1+D_2+D_3 \tag{44}$$

其中，

$$\begin{cases}K'=\dfrac{1}{2}(u'^2+v'^2)\\ D_1=c_1'u'+c_2'v'\\ D_2=-(a_1'u'+a_2'v')u_s-(b_1'u'+b_2'v')v_s\\ D_3=-(a_{1s}u'^2+(b_{1s}+a_{2s})u'v'+b_{2s}v'^2)\end{cases} \tag{45}$$

K' 为水平扰动动能，这里作为近似没有考虑垂直方向扰动的作用，这样可以通过 K' 的变化来判别偏离 Ekman 层平衡风场的扰动发展与否。

对于正压边界层，有

$$\begin{cases}u_e=u_gR_1-v_gR_2\\ v_e=u_gR_2+v_gR_1\end{cases} \tag{46}$$

其中，

$$R_1=1-\cos\sqrt{\frac{f}{2K}}ze^{-\sqrt{\frac{f}{2K}}z}$$

$$R_2=\sin\sqrt{\frac{f}{2K}}ze^{-\sqrt{\frac{f}{2K}}z} \tag{47}$$

相应也可以给出扰动的近似 Ekman 流，u_e'，v_e'，这样有，

$$\begin{cases}D_1=-\nabla_h\cdot(\boldsymbol{V}'\phi')R_1+\phi'\nabla_h\cdot\boldsymbol{V}'R_1+(\boldsymbol{V}'\wedge\nabla_h\phi')\cdot\boldsymbol{k}R_2\\ D_2\doteq-\nabla_h\cdot(\boldsymbol{V}_g\cdot K_e')+K_e'\nabla_h\cdot\boldsymbol{V}_g\end{cases} \tag{48}$$

其中，$K_e'=\dfrac{1}{2}(u_e'^2+v_e'^2)$，$\boldsymbol{k}$ 为垂直方向的单位矢，

如果对式(44)在整个区域积分，即可得

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle K'\rangle=\langle D_1\rangle+\langle D_2\rangle+\langle D_3\rangle \tag{49}$$

其中，

$$\begin{cases}\langle K'\rangle=\int_V \frac{1}{2}(u'^2+v'^2)d\tau \\ \langle D_1\rangle=\int_V \phi'\nabla_h\cdot\boldsymbol{V}'R_1d\tau+\int_V(\boldsymbol{V}'\wedge\nabla\phi')\boldsymbol{k}R_2d\tau \\ \langle D_2\rangle=\int_V K_e'\nabla_h\cdot\boldsymbol{V}_sd\tau \\ \langle D_3\rangle=-\int_V(a_{1s}u'^2+(b_{1s}+a_{2s})u'v'+b_{2s}v'^2)d\tau\end{cases} \tag{50}$$

由式(49)可知，扰动的稳定性取决于$\langle D_1\rangle$，$\langle D_2\rangle$，$\langle D_3\rangle$三项总和的符号。总和大于零，扰动动能增加，扰动是不稳定的。反之，总和小于零，扰动是稳定的。其中，$\langle D_1\rangle$表示气压场扰动和风场扰动的相互作用而引起的扰动动能的变化，具体与扰动的辐合辐散及扰动风场与气压扰动场的配制有关。$\langle D_2\rangle$表示平衡风场的辐合辐散特征与扰动 Ekman 流的相互作用对扰动动能的变化作用。K_e'恒为正值，如果K_e'大值区对应于平衡风场的辐合，而K_e'小值区对应于平衡风场的辐散时，$\langle D_2\rangle$为负值，即起稳定作用。$\langle D_3\rangle$表示无气压场扰动时扰动动能$\langle K'\rangle$的变化。由上述分析知，对于考虑气压场有扰动场存在时，平衡风场附近的扰动发展的性质比较复杂，其稳定性条件也不同于 4.1 节分析的结果。

5 结束语

本文首先利用变分法，考察了边界层能量积分的变化，指出经典 Ekman 流是在不可压缩条件下，能量积分达到最小值下的一种平衡流。这是对经典 Ekman 流的动力学特征的进一步的认识和补充。这也为 Ekman 动量近似提供了动力学基础。在 Ekman 动量近似下的平衡风场是一种具体非线性特征的风场，表达式很简单，是诊断分析可借鉴的方案，而这种平衡风场附近的动力扰动稳定性具有新的特征，存在一类与惯性不稳定相类似的新的动力不稳定，而这些不稳定性有待深入的研究和天气事实的证实。

参考文献

[1] Cullen M J P, et al. Modelling the qusi-equilibrum dynamics of atmosphere. Quart J Roy Meteor Soc, 1987, 113:735—757.

[2] Wu R, Blumen W. An analysis of Ekman boundary layer dynamics incorporating the geostrophic momentum approximation. J Atmos Sci, 1982, 39:1774—1780.

[3] Hoskins B J. The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equation. J Atmos Sci, 1975, 36:234—254.

[4] 谈哲敏，伍荣生. 边界层动力学中的 Ekman 动量近似. 气象学报，1991，49(4):421—429.

[5] 谈哲敏，伍荣生. Ekman 动量流的动力特征和涡生. 中国科学，B辑，1990，12:1322—1332.

[6] Brown R A. A secondary flow model for the planetary boundary layer. J Atmos Sci, 1970, 27:742—757.

[7] 伍荣生等. 地转动量假定下风场近似与扰动的稳定性. 气象学报. 1988，46(2):246—250.

CLASSICAL EKMAN FLOW, EQUILIBRIUM WIND AND STABILITY OF DISTURBANCE IN EKMAN LAYER

Tan Zhemin Wu Rongsheng

(Department of Atmospheric Science, Nanjing University, 210008)

Abstract

In this paper, the dynamics of energy chang has been studied with the variational method. The classical Ekman flow is the equilibrium motions in the boundary layer under the conditions of the incompressible and the minum energy The dynamics of the equilibrium wind under the Ekman momentum approximation in the boundary layer is discussed. The stability of disturbance around the equilibrium one is studied. A new kind of instability in the Ekman layer, which is similar to the intertial instability, without disturbance of the pressure filed is suggested. It relates to the Ekman pumping. Besides, a new stability criteria under the general is given.

Key words: Ekman flow, Boundary layer, Instability.